

УДК 535.33

В. ХИЖНЯКОВ

ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ И ОПЕРЕЖАЮЩЕЕ ЭХО

V. HIZNIAKOV, EEL- JA JARELKAJA

V. HIZHNYAKOV, RETARDED AND ADVANCED ECHO

1. В системах с неоднородно уширенными спектрами поглощения наблюдается эхо — импульс отклика на возбуждение несколькими импульсами [1, 2]. Простейшее явление такого типа — стимулированное эхо (СЭ) — четвертый импульс, испускаемый системой после возбуждения тремя короткими импульсами [3]. Физическая причина СЭ связана с запоминанием системой спектра действующей радиации (обычное время запоминания t_0 определяется временем жизни возбужденного состояния, а в системах с выжиганием провала — временем жизни провала [4]). Спектр $I(\omega)$ двух коротких импульсов, разделенных временным интервалом τ , промодулирован по частоте множителем $(1 + \cos \omega\tau)$

$$I(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt E_I(t) e^{-i\omega t} (1 + e^{i\omega\tau}) \right|^2 = 2 |E_I(\omega)|^2 (1 + \cos \omega\tau) \quad (1)$$

($E_I(t)$ — напряженность поля одного импульса, $E_I(\omega)$ — ее Фурье-образ). Поэтому аналогичная модуляция возникает на время t_0 и в спектре поглощения системы. Эта модуляция проявляется при пропуске третьего импульса в виде эхо-сигнала — четвертого импульса.

Характерным свойством СЭ является равенство времен задержки между первой и второй парами импульсов: $\tau_{43} = \tau_{21} = \tau$. Отсюда, в частности, следует совпадение форм (с точностью до инверсии) кодирующего импульса (более слабого из первых двух) и эхо-сигнала. Указанное свойство обусловлено совпадением спектров (точнее, гамильтонианов) системы в промежутках τ_{21} и τ_{43} между импульсами (в эти промежутки времени отличаются лишь населенности уровней, но не их энергии). Если с помощью какого-либо внешнего воздействия на систему это условие нарушить, то нарушится и отмеченное равенство. При этом форма импульса эхо-сигнала будет, вообще говоря, отличаться от формы кодирующего импульса.

Если отмеченное выше воздействие подобрать так, что энергетические спектры системы в интервалах τ_{21} и τ_{43} будут связаны линейным преобразованием, то линейно будут связаны и сами интервалы τ_{21} и τ_{43} . При этом эхо будет восстанавливать (с точностью до инверсии) форму кодирующего импульса в измененном временном масштабе. В частности, если энергетический спектр сжат в интервале τ_{21} , то импульс эхо-сигнала растянут во времени, а если указанный спектр сжат в интервале τ_{43} , то и импульс его сжат во времени. Ниже мы покажем, что обе эти ситуации, соответствующие запаздывающему и опережающему СЭ, могут быть реализованы при использовании в качестве внешнего воздействия интенсивного (лазерного) резонансного излучения.

2. Предположим, что лазерное поле находится в резонансе с переходом

между невырожденным и двукратно квазивырожденным состояниями атома (примесного центра кристалла). Примем для определенности, что квазивырожден верхний уровень. Считаем, что переходы $|1\rangle_a \rightarrow |2\rangle_a$ и $|1\rangle_a \rightarrow |3\rangle_a$ разрешены в разных поляризациях, а соответствующие полосы поглощения неоднородно уширены вследствие разброса значений частоты $\omega \equiv (E_2 + E_3)/2 - E_1$ по ансамблю центров ($\hbar=1$, $|n\rangle_a$ — состояния центра, E_n — их энергии); в случае свободных атомов роль неоднородного уширения играет доплеровское уширение. Расщепление возбужденных уровней $2\delta = E_3 - E_2$ считается одинаковым для всех атомов.

В интенсивном поле частоты $\omega_L \approx \omega$ волновые функции и энергии атомных состояний изменяются. Указанные изменения можно найти методом одетых состояний [5] из решения задачи на собственные состояния $|\psi_i\rangle = \sum_n c_{in} |n\rangle$ и собственные значения ε_i матрицы энергии

$$\varepsilon = \begin{vmatrix} \omega_L - \omega & \Gamma_1 & \Gamma_2 \\ \Gamma_1 & -\delta & 0 \\ \Gamma_2 & 0 & \delta \end{vmatrix}, \quad (2)$$

представляющей собой блок матрицы-гамильтониана системы атома и лазерного поля, записанной в базисе состояний $|1\rangle = |1\rangle_a |N\rangle$, $|2\rangle = |2\rangle_a |N-1\rangle$, $|3\rangle = |3\rangle_a |N-1\rangle$. Здесь $|N\rangle$ — N -фотонное состояние лазерной моды, $\Gamma_1 \sim d_{12} \sqrt{N}$ и $\Gamma_2 \sim d_{13} \sqrt{N}$ — энергии взаимодействия переходов $|1\rangle_a \rightarrow |2\rangle_a$ и $|1\rangle_a \rightarrow |3\rangle_a$ с лазерным полем, d_{12} и d_{13} — матричные элементы соответствующих переходов; считается, что $N \gg 1$; за начало отсчета принята энергия $E_0 = E_1 + (N-1)\omega_L + \omega$. Состояния, диагонализующие матрицу (2), называются одетыми [5].

3. Рассмотрим, как изменяется СЭ под действием интенсивного резонансного лазерного излучения. Для этого следует определить волновые функции и энергии одетых состояний. Последние являются корнями уравнения

$$\varepsilon^3 - \omega_0 \varepsilon^2 - \Omega_0^2 \varepsilon + \delta(\Gamma_1^2 - \Gamma_2^2 + \omega_0 \delta) = 0, \quad (3)$$

где $\omega_0 = \omega_L - \omega$,

$$\Omega_0 = (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + \delta^2)^{1/2}$$

— частота Раби. В пределе сильного поля ($|\Gamma_1| \gg |\delta|$ либо $|\Gamma_2| \gg |\delta|$) для малых $|\omega_L - \omega| \ll \Omega_0 \approx (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2)^{1/2}$ эти корни следующие:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &\approx \varepsilon_0 + (\omega_L - \omega) \delta^2 / \Omega_0^2, \\ \varepsilon_{2,3} &\approx \varepsilon_0 \mp \Omega_0 + (\omega_L - \omega) / 2, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\varepsilon_0 = \delta(\Gamma_1^2 - \Gamma_2^2) / \Omega_0^2$. Соответствующие волновые функции равны:

$$\begin{aligned} |\psi_1\rangle &= \alpha |1\rangle_a |N\rangle + \cos \varphi |2\rangle_a |N-1\rangle - \sin \varphi |3\rangle_a |N-1\rangle, \\ |\psi_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_a |N\rangle - \sin \varphi |2\rangle_a |N-1\rangle - \cos \varphi |3\rangle_a |N-1\rangle), \\ |\psi_3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} (|1\rangle_a |N\rangle + \sin \varphi |2\rangle_a |N-1\rangle + \cos \varphi |3\rangle_a |N-1\rangle), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\varphi = \arctan(\Gamma_1/\Gamma_2)$, $\alpha = \sqrt{2} \delta \Gamma_1 \Gamma_2 \Omega_0^{-3}$.

При адиабатически медленном (по сравнению с Γ^{-1}) включении лазерного поля атомы, находящиеся в основном состоянии, попадут в одетое состояние $|\psi_1\rangle$, а атомы, находящиеся в возбужденном состоянии $|2\rangle_a$, попадут в одетое состояние $|\psi_2\rangle$. При этом пробное излучение поляризации, отличной от (перпендикулярной) поляризации лазерного поля, будет усиливаться (если заселено состояние $|\psi_1\rangle$), либо поглощаться (если заселено состояние $|\psi_2\rangle$) на частоте $\Omega_1 \approx (\omega + \omega_L)/2 - \Omega_0$. Кроме того, возникает поглощение (усиление) на частоте $\Omega_2 \approx \approx \omega_L + 2[\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + (\omega - \omega_L)^2]^{1/2}$ и усиление (поглощение) на частоте $\Omega_3 \approx \omega_L - 2[\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + (\omega - \omega_L)^2]^{1/2}$. Соответствующие полосы поглощения-усиления сжимаются по сравнению с полосой поглощения в отсутствии лазерного поля; коэффициент сжатия равен двум для первой полосы, а для второй и третьей полос он равен $\beta = [(\omega_1 - \omega_L)^2 / (\Gamma_1^2 + \Gamma_2^2 + (\omega_1 - \omega_L)^2)]^{1/2}$, где ω_1 — частота актуального для СЭ участка спектра поглощения в отсутствии лазерного поля. Поэтому время возникновения сигнала СЭ изменяется в два либо в β раз в зависимости от несущей частоты импульса(ов) возбуждения СЭ, действующего(их) одновременно с лазерным импульсом.

Отметим, что двухуровневые системы также могут быть использованы для получения запаздывающего и опережающего СЭ. В таких системах степень опережения-запаздывания СЭ равна $\beta = [(\omega_1 - \omega_L)^2 / (\Gamma_1^2 + (\omega_1 - \omega_L)^2)]^{1/2}$ (здесь $\delta = \Gamma_2 = 0$).

4. Рассмотренные задержка и опережение СЭ с помощью интенсивного резонансного лазерного излучения могут быть осуществлены не только в примесных кристаллах, но и в газах на доплеровски уширенных линиях поглощения. Интересно отметить, что в газовых струях запаздывание и опережение сигналов СЭ могут быть получены и без интенсивного лазерного излучения. Здесь шаг записанной первыми двумя импульсами и считываемой третьим импульсом спектральной решетки зависит как от направлений возбуждающих (первых двух), так и направления считываемого (третьего) импульсов. Поэтому коэффициент запаздывания (опережения) СЭ оказывается равным отношению $\beta = |\cos \varphi_1 / \cos \varphi_3|$, где φ_1 — угол между направлением первых двух импульсов и струи, а φ_3 — угол между направлением третьего импульса и струи. Если $|\varphi_1| < |\varphi_3| < \pi/2$, то $\beta > 1$ и СЭ является запаздывающим, а если $|\varphi_3| < |\varphi_1| < \pi/2$, то $\beta < 1$ и СЭ опережающее.

5. Примером конкретной системы, на которой можно наблюдать рассмотренные здесь эффекты запаздывающего и опережающего СЭ, может служить пар атомарного натрия, имеющего подходящие оптические переходы — сверхтонкие компоненты желтой (D) линии. Условие $\Gamma \gg \delta \sim 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ выполняется при использовании лазерного импульса пиковой мощностью $\sim 10^3 \text{ Вт/см}^2$. Запаздывающее и опережающее СЭ можно возбуждать тремя слабыми импульсами длительностью $< 10^{-9} \text{ с}$, с интервалами между ними $\tau_{32} > \tau_{21} \sim 10^{-9} \text{ с}$ и интенсивным импульсом длительностью $\sim 10^{-9} \text{ с}$. Эффект можно наблюдать и на компонентах разрешенных переходов других атомов. В кристаллах можно использовать чистоэлектронные линии примесных центров при низкой температуре. В этом случае параметры лазерного импульса должны быть примерно такими же, как и в случае натрия.

В заключение отметим, что рассмотренные здесь эффекты запаздывающего и опережающего эхо-сигналов могут наблюдаться и в системах с выжиганием следа. Кроме того, аналогичные эффекты могут также возникать и в случае обычного (т. н. первичного) эхо-сигнала, возбуждаемого двумя импульсами. Эти эффекты могут также быть использо-

ваны для ускоренного либо замедленного воспроизведения событий по методу пространственно-временной голографии [^{4, 6}], т. е. для реализации временного микроскопа и временного телескопа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kurnit, N. A., Abella, I. D., Hartmann, S. R. Phys. Rev. Lett., **13**, 567—568 (1964).
2. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М., «Мир», 1978.
3. Mosberg, T. W., Kachru, R., Hartman, S. R., Flusberg, A. Phys. Rev. A., **20**, 1976—1996 (1979).
4. Саари П., Ребане А. Изв. АН ЭССР. Физ. Матем., **33**, № 3, 322—332 (1984).
5. Knight, P. L., Milonni, P. W. Phys. Rev., **66**, 21—107 (1980).
6. Mosberg, T. W. Opt. Lett., **7**, № 2, 77—79 (1982).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
29/X 1985